Aus dem Institut für Medizinische Physik und Biophysik
der Georg-August-Universität zu Göttingen
Direktor: Professor Dr. E. Witte

Messung des mittleren Energieaufwandes pro Ionenpaar in dielektrischen Flüssigkeiten

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt
von
Siegfried Lenkeit
aus
Berlin

Göttingen 1964

Aus dem Institut für Medizinische Physik und Biophysik
der Georg-August-Universität zu Göttingen
Direktor: Professor Dr. E. Witte

Messung des mittleren Energieaufwandes pro Ionenpaar in dielektrischen Flüssigkeiten

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt
von
Siegfried Lenkeit
aus
Berlin

Göttingen 1964

D 7

Referent: Professor Dr. A. Flammersfeld

Correferent: Professor Dr. E. Witte

Tag der mündlichen Prüfung: 26. 6. 1964

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
Die Theorie von Jaffé	2
Versuchsanordnung	11
Die Flüssigkeiten und ihre Reinigung	14
Die Messungen	17
Ergebnisse	20
Diskussion	26
Zusammenfassung	29
Literaturverzeichnis	30

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544315_0044

Einleitung:

Das Ziel dieser Arbeit war, den mittleren Energieaufwand W pro Ionenpaar von nicht leitenden Flüssigkeiten bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlen zu bestimmen.

Grundsätzlich wird der Energieaufwand pro Ionenpaar nach der Formel

$$W = \frac{E}{i_s/e} \qquad (1)$$

berechnet, wobei e die Elementarladung, i_s der Sättigungswert des Ionisationsstromes und E die je Zeiteinheit absorbierte Energie ist.

Zur Bestimmung von W muß also i_s und die in den Flüssigkeiten absorbierte Energie E gemessen werden.

Zur Messung von i_s wurde eine bekannte Meßanordnung benutzt, bei der die zu untersuchende Flüssigkeit in einer Ionisationskammer ionisiert und die erzeugten Ionenpaare durch ein elektrisches Feld auf den Elektroden der Ionisationskammer gesammelt werden. Ist das elektrische Feld so stark, daß alle erzeugten Ionenpaare auf die Platten gezogen werden, erhält man den Sättigungsstrom i_s. Wie aber viele Untersuchungen anderer Autoren (u.a. Adamczewski (1), Gerritsen (2), Richards (3), Gibaud (4), Blanc u. Mitarb. (5,8)) bereits ergeben haben, ist es bei Flüssigkeiten trotz sehr hoher Feldstärken nicht möglich, den Sättigungs-

strom zu erreichen, sondern man gelangte in das Gebiet der Ionenmultiplikation. Deshalb halfen sich viele Bearbeiter (u.a. Adamczewski (1), Gerritsen u. Mitarb. (6)) dadurch, daß sie eine Theorie von Jaffé über die Kolonnenionisation (7) übernahmen, um aus den in Flüssigkeiten gemessenen Strom-Spannungskurven den Sättigungsstrom zu berechnen.

Die Theorie von Jaffé

Die Anwendung der Jaffé'schen Theorie auf Flüssigkeiten ist aber aus verschiedenen Gründen, über die noch diskutiert werden soll, problematisch. Deshalb wurde in dieser Arbeit zunächst die Brauchbarkeit der Jaffé'schen Theorie bei der Ionisation von Flüssigkeiten an Hand von Meßergebnissen genau untersucht.

Als Jaffé 1908 die Leitfähigkeit des Petroläthers, Tetrachlorkohlenstoffs, Schwefelkohlenstoffs und Benzols bei Bestrahlung mit γ-Strahlen des Radiums untersuchte, stieß er wie bei den Gasen auf die Schwierigkeit, den Sättigungsstrom zu messen. Nach einer Reihe von Versuchen griff er 1913 eine Idee von Langevin (9) wieder auf und entwickelte sie mathematisch.

Jaffé geht bei seiner Theorie der Ionisation in Kolonnen zunächst von der Ionisation ohne Feld aus.

Er hat also zunächst folgende Differentialgleichung für die Änderung der Ionendichte n

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial n}{\partial r}\right) - \alpha n^2 \qquad (2)$$

wobei D der Diffusionskoeffizient, α der Rekombinationskoeffizient und r der Kolonnenradius ist. Da die Lösung dieser Differentialgleichung (2) keine übersichtlichen Resultate liefert, behandelt er zunächst nur die Diffusion ohne Rekombination:

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 n'}{\partial t^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial n'}{\partial r}\right), \qquad (3)$$

wobei n' wieder eine Ionendichte ist.

Ein Integral dieser Gleichung ist

$$n' = \frac{N}{\pi(4Dt+b^2)} \; e^{-\frac{r^2}{4Dt+b^2}} \qquad (4)$$

N ist dabei die Ionendichte längs des Weges eines ionisierenden Teilchens oder die lineare Ionendichte, wie Jaffé es nennt, und b eine Konstante, die mit dem mittleren Kolonnenradius zu Beginn der Ionisation zusammenhängt. Zur Zeit t=o, also zu Beginn der Ionisation, ergibt sich

$$n' = \frac{N}{\pi b^2} \quad e^{-\frac{r^2}{b^2}} \tag{5}$$

Kommt nun noch die Wiedervereinigung hinzu, so hat das zur Folge, daß die Gesamtzahl N mit der Zeit abnimmt. Es wird jetzt die vereinfachende Annahme gemacht, daß sich die Art der Verteilungskurve durch die Wiedervereinigung nicht ändert, sondern nur die Gesamtzahl N der Ionen. N muß also eine Funktion der Zeit werden. Dazu wird die Lösung der Diffusionsgleichung (3) in die allgemeine Differentialgleichung (2) eingesetzt und diese führt dann zu

$$\frac{dN}{dt} = - \frac{\alpha N^2}{2\pi(4Dt+b^2)} \tag{6}$$

mit dem Integral

$$N = \frac{N_o}{1 + \frac{\alpha N_o}{8\pi D} \lg \left(\frac{4Dt+b^2}{b^2}\right)} \tag{7}$$

N_o ist dabei der Sättigungswert der linearen Ionendichte. Damit ergibt sich als angenäherte Lösung der Allgemeinen Differentialgleichung (2)

$$n = \frac{N_o}{1 + \frac{\alpha N_o}{8\pi D} \lg \left(\frac{4Dt+b^2}{b^2}\right)} \quad \frac{e^{-\frac{r^2}{4Dt+b^2}}}{\pi(4Dt+b^2)} \cdot \tag{8}$$

woraus für t = o

$$n = \frac{N_o}{\pi b^2} \; e^{-\frac{r^2}{b^2}} \qquad (9)$$

folgt.

Wird nun noch ein elektrisches Feld mit der Feldstärke X senkrecht zur Spur des ionisierenden Teilchens berücksichtigt, so lautet die Differentialgleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}\right) - uX \frac{\partial n}{\partial x} - \alpha n^2 \qquad (10)$$

wobei u die Beweglichkeit ist. Die Ionisation erfolgt in Richtung der z-Achse, und das Feld liegt in der x-Achse. Wird wieder das letzte Glied, also die Rekombination, vernachlässigt, so ist ein Integral der Gleichung

$$n' = \frac{N}{\pi(4Dt+b^2)} \; e^{-\frac{(x-uXt)^2+y^2}{4Dt + b^2}} \qquad (11)$$

Unter Berücksichtigung der Wiedervereinigung wird N wieder von t abhängig.

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\alpha N^2}{2\pi(4Dt+b^2)} \; e^{-\frac{2u^2X^2t^2}{4Dt+b^2}} \qquad (12)$$

mit dem Integral

$$N(t) = \frac{N_o}{1 + \frac{\alpha N_o}{2\pi} \int_o^t \frac{e^{-\frac{2u^2X^2t^2}{4Dt + b^2}}}{4Dt + b^2} dt} \qquad (13)$$

N geht nicht mehr mit zunehmender Zeit gegen Null, sondern strebt einem definierten Endwert zu. Dieser Endwert ist natürlich eine Funktion der Feldstärke X. Er wird mit N_∞ bezeichnet. Es ist

$$N_\infty = \frac{N_o}{1+F(X)} \qquad (14)$$

mit

$$F(X) = \frac{\alpha N_o}{2\pi} \int_o^\infty \frac{e^{-\frac{2u^2X^2t^2}{4Dt+b^2}}}{4Dt + b^2} dt \qquad (15)$$

Wächst die Feldstärke X zu sehr großen Werten, dann geht F(X) gegen Null, und Jaffé erhält den Sättigungswert N_o. Mittels Zylinderfunktionen hat er das Integral (15) ausgewertet. Er setzt

$$4Dt+b^2 = y, \quad \frac{2u^2X^2t^2}{16D^2y} = s, \quad \frac{b^2u^2X^2}{2D^2} = z \qquad (16,a,b,c)$$

dann lautet

$$F(X) = \frac{\alpha N_o}{8\pi D} f(z) \qquad (17)$$

mit

$$f(z) = \sqrt{\frac{\pi}{z}}\ S\ (z) \qquad (18)$$

und

$$S(z) = \frac{1}{\pi} \int_{o}^{\infty} \frac{e^{-s} ds}{s(1 + \frac{s}{z})} \qquad (19)$$

Da $\frac{N}{N_o} = \frac{i}{i_s}$ ist, wobei i der Ionisationsstrom und i_s dessen Sättigungswert ist, erhält er aus

$$\frac{N}{N_o} = \frac{i}{i_s} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha N_o}{8\pi D} f(z)} \qquad (20)$$

die Gleichung

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{i_s} + \frac{\alpha N_o}{8\pi D} \frac{1}{i_s} f(z) \qquad (21)$$

Er trägt dann $\frac{1}{i}$ über f(z) auf und erhält eine Gerade. Aus dieser kann er für f(z) = o den Sättigungswert i_s extrapolieren. Die Funktion f(z) hat Zahnstra (10) berechnet und über z aufgetragen.

Bei beliebigem Winkel α zwischen Feld und Spur des ionisierenden Teilchens tritt anstelle des Feldes X überall X sin α. Es erhebt sich nun die Frage, ob es günstig ist, durch die Platten, also in Feldrichtung einzustrahlen. Eine Bestrahlung mit α- und ß-Teilchen in Feldrichtung ist nicht vorzunehmen, da in diesem

Falle das Feld nicht zur Wirkung kommt, denn die gebildeten Ionen haben kaum eine Bewegungskomponente in Feldrichtung. Anders liegt es bei der Bestrahlung mit γ- und Röntgenstrahlen. Diese Strahlen wirken nicht primär ionisierend, sondern erst die durch diese erzeugten Compton- und Photoelektronen, deren Bewegungsrichtung durchaus eine Komponente in Feldrichtung hat. Daher ist es bei γ- und Röntgenstrahlen gleichgültig, welchen Winkel Feld und Strahlrichtung bilden. In diesem Fall, bei der Ionisation mit Röntgenstrahlen von 145 kV wird sin α durch den Mittelwert $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ersetzt, da hierbei die entstehenden Sekundärelektronen näherungsweise isotrop verteilt sind.

Für α-Strahlen in Gasen konnte Jaffé seine Theorie nachprüfen und bestätigen. Dagegen stimmte sie für β- und γ-Strahlen, sowie für die Ionisation von Flüssigkeiten, nur der Größenordnung nach. Das lag daran, daß die Parameter, vor allen Dingen b, für diesen Fall nicht genügend bekannt waren. Der Parameter b ist allerdings nach Prüfungen von Jaffé druck- und dichteabhängig: $b = b_o \frac{\rho_o}{\rho}$, wobei ρ und ρ_o die b und b_o entsprechenden Dichten sind.

Hier war schon eine Schwierigkeit recht deutlich zu erkennen. Um $\frac{1}{i}$ über f(z) aufzutragen und aus dieser Geraden möglichst genau den Sättigungswert zu bestim-

men, war eine sehr genaue Kenntnis von b notwendig, denn bei einer Änderung von b änderte sich auch der Sättigungsstrom. Um einen genauen Wert von b zu erhalten, wäre eine Möglichkeit, aus dem Sättigungsstrom von Luft bekannter Dichte den b-Wert zu bestimmen und ihn daraus dann über die Dichteabhängigkeit für andere Substanzen zu berechnen.

Ishiwari und Mitarbeiter (11) haben diesen Parameter b für Luft bei Ionisation mit α-Strahlen neu bestimmt und erhielten $b = 9{,}5 \cdot 10^{-4}$ cm. Dieser Wert wurde als Ausgangswert zur Berechnung der b-Werte der Flüssigkeiten (Tab. 4) genommen. Mit diesem Wert ergab sich z.B. für Hexan ein Wert von $b = 1{,}85 \cdot 10^{-6}$ cm, der gut mit dem von Adamczewski (1) angenommenen Wert $b = 2 \cdot 10^{-6}$ cm übereinstimmt.

Nach neueren Arbeiten (Scott und Greening (12), Ebert u. Mitarbeiter (13)) ist jedoch ein größerer Wert für b wahrscheinlicher. Daher werden ebenfalls Rechnungen ausgeführt mit $b = 4{,}75 \cdot 10^{-3}$ cm für Luft.

In der nachfolgenden Zeit war die Jaffé sche Theorie vielfach Thema experimenteller Arbeiten gewesen, die alle den berechneten Verlauf der Stromspannungskurve sowohl für die Ionisation mit α-Teilchen als auch für die mit ß-, γ- und Röntgenstrahlen in Gasen und in Flüssigkeiten zu bestätigen glaubten (Adamczewski (1), Richards (3), Gibaud (4), Blanc u. Mitarbei-

ter (5,8), Mohler und Taylor (14)). Jedoch scheuten sich die meisten Autoren davor, wohl wegen der Ungenauigkeit von b, $\frac{1}{i}$ über f(z) aufzutragen. Oft wurde versucht $\frac{1}{i}$ über $\frac{1}{X}$ aufgetragen (Gibaud (4), Mohler u. Taylor (14), Adamczewski (15)). Da es zu keiner Geraden führte, wurde eine Extrapolation des Sättigungsstromes unmöglich gemacht. Bei einer Auftragung über f(z) ergaben sich fast immer Geraden, aus denen sich dann der Sättigungsstrom entnehmen ließ. (Adamczewski (1), Gerritsen und Mitarbeiter (6)). Daß die Auftragung von $\frac{1}{i}$ über $\frac{1}{X}$ gegenüber der über f(z) recht ungenau ist, ist einleuchtend. Denn ein Auftragen über $\frac{1}{X}$ ist nur möglich, wenn f(z) gegen $\sqrt{\frac{\pi}{z}}$ geht, aber wie Tabelle 1 darstellt, sind bei den hier verwendeten Feldstärken die Abweichungen zwischen f(z) und $\sqrt{\frac{\pi}{z}}$ noch zu groß.

Tabelle 1

Vergleich zwischen f(z) und $\sqrt{\frac{\pi}{z}}$

z	f(z)	$\sqrt{\frac{\pi}{z}}$	X(b = $2 \cdot 10^{-6}$cm)	X(b = $10 \cdot 10^{-6}$cm)
1	1,15	1,77	30 kV/cm	6 kV/cm
10	0,39	0,56	100 kV/cm	20 kV/cm
100	0,12	0,18	300 kV/cm	60 kV/cm

Nun erhob sich nach den Ergebnissen von Blanc und

Mitarbeitern (5,8) die Frage, ob bei Flüssigkeiten die Jaffé'sche Theorie zur Bestimmung des Sättigungsstromes noch verwendet werden konnte. Diese Autoren gelangten nämlich bereits oberhalb von 20 000 V/cm bei Bestrahlung von Hexan mit γ-Strahlen in das Gebiet der Ionenmultiplikation. Bis 20 000 V/cm glaubten sie, daß ihre Werte die Theorie von Jaffé bestätigten, darüber hinaus aber nicht mehr. Trotzdem war eine Anwendung der Jaffé'schen Theorie zu bejahen, denn sie wurde ohne Berücksichtigung der Ionenmultiplikation aufgestellt.

Versuchsanordnung

Der Ionisationsstrom wurde in einer Parallelplattenkammer gemessen (Abb. 1). Als Plattenmaterial wurde Aluminium verwendet. Die Sammel- oder Messelektrode war mit einem geerdeten Schutzring umgeben. Die auf die Messelektrode fließenden Ströme wurden mit einem Mikromikroamperemeter * gemessen. Die Messelektrode war zusammen mit dem Schutzring beweglich angeordnet, so daß durch sie der Plattenabstand geändert werden konnte. Die Hochspannungselektrode war gleichzeitg der Boden des Flüssigkeitsbehälters, dessen Wände

---

* Hersteller: Hewlett Packard, Palo Alto, California

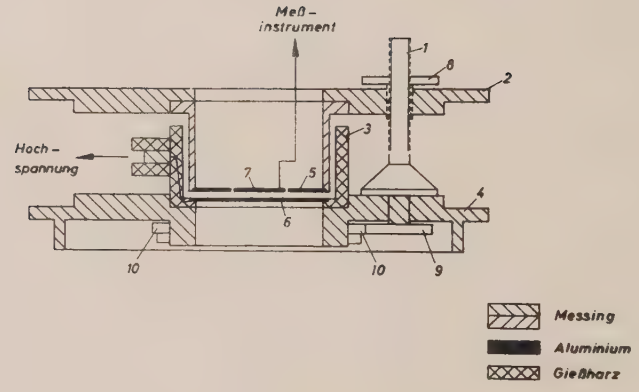

Abb. 1
Schemadarstellung der Ionisationskammer
1. eine der drei Gewindesäulen, 2. oberer Ring, 3. Flüssigkeitsbehälter, 4. unterer Ring, 5. Schutzring, 6. Hochspannungselektrode, 7. Messelektrode, 8. Gewindehülsen, 9. Zahnrad, 10. Zahnkranz.

aus isolierendem Gießharz * gegossen waren. Durch die Hochspannungselektrode wurden die Flüssigkeiten mit Röntgenstrahlen bestrahlt. Die Spannung und der Strom der Röntgenröhre ** wurde bei allen Messungen auf 145 kV und 15 mA gehalten.

Der Mechanismus zur Änderung des Plattenabstandes bestand aus zwei großen Messingringen, die gegeneinander

---

*Araldit der Firma Ciba

**Röntgenrohr MG 150 der Firma C.H.F. Müller, Hamburg

durch Gewinde verschoben werden konnte. Der untere Ring diente gleichzeitig als Grundplatten für die ganze Apparatur. Er trug den Flüssigkeitsbehälter. Außerdem ruhten auf ihm die drei Gewindesäulen, die den zweiten Ring hoben und senkten. Der obere Ring trug die Sammelelektrode. Das Heben und Senken der Sammelelektrode erfolgte durch eine Grob- und eine Feineinstellung. Bei der Grobeinstellung waren die drei Gewindesäulen durch einen Zahnkranz miteinander gekoppelt, so daß immer nur alle drei gleichzeitig gedreht werden konnten. Die drei Säulen der Grobeinstellung liefen im oberen Ring in Hülsen, die zur Feineinstellung benutzt wurden. Diese Hülsen bewegten sich in Gewinden im oberen Ring und konnten unabhängig voneinander eingestellt werden.

Zur Bestimmung des Plattenabstandes wurden am oberen Ring drei feinunterteilte Glasmaßstäbe angebracht, die durch je ein Mikroskop abgelesen wurden. Die Mikroskope waren mit der Grundplatte fest verbunden. Zur Eichung der Maßstäbe wurde der Nullpunkt des Plattenabstandes festgestellt, in dem die obere Platte so weit mit dem Grobtrieb herabgedreht wurde, bis diese entweder mit dem Schutzring alleine oder zusammen mit der Sammelelektrode die untere Platte berührte. Die Berührung wurde elektrisch festgestellt. Lag die obere Platte nur mit dem Schutzring auf der unteren auf, dann wurden die Feintriebe so lange verstellt, bis die obere Platte auch mit der Sammelelek-

trode aufsetzte. Da die beiden Platten vollkommen plan geschliffen worden waren, war mit der Einstellung der Nullage auch gleichzeitig eine Einstellung auf Parallelität vorgenommen worden. Die jetzt an den Mikroskopen abgelesenen Stellungen bedeuteten Plattenabstand Null. Ihre Werte brauchten nicht alle drei übereinzustimmen, da es nicht nötig war, daß die Glasmaßstäbe alle gleich hoch angebracht waren. Die Stellungen wurden jeweils zu dem zugehörigen Glasmaßstab notiert.

Die Flüssigkeiten und ihre Reinigung

Untersucht wurden folgende Flüssigkeiten aus der Reihe der gesättigten Kohlenwasserstoffe: n-Hexan C_6H_{14}, n-Heptan C_7H_{16} und 2.2.4-Trimethylpentan C_8H_{18} sowie Cyclohexan C_6H_{12}. Siedepunkte und Dichten, sowie die genaue Bezeichnung der Flüssigkeiten gehen aus Tabelle 2 hervor. Die Leitfähigkeit der Flüssigkeiten gibt Tabelle 3 wieder.

Der Ionisationsvorgang bei n-Hexan kann nach Le Blanc (16) zum Beispiel folgender sein: Es werden zunächst Elektronen abgelöst, die sich dann an neutrale Moleküle anlagern. Von diesen scheinen sie dann wieder thermisch befreit zu werden. Deneben tritt aber nach Beck und Osberghaus (17) auch Zerstörung von Molekülen auf. Die Ionisation in n-Heptan wird wohl ähnliche Bruchstücke hervorrufen wie die in n-Hexan.

Beim Cyclohexan tritt dagegen Zerstörung der Moleküle auf. So wurden in den Folgeprodukten neben Wasserstoff, Kohlenwasserstoffe mit einem bis zu zwölf C-Atomen gefunden (Freeman (18), Dyne und Stone (19)). Im 2.2.4-Trimethylpentan führt die Zerstörung der Moleküle zu Wasserstoff und Kohlenwasserstoffen mit bis zu 16 C-Atomen (Knight u. Mitarb. (20,21)). Doch scheint beim 2.2.4-Trimethylpentan der Aufbau weniger fest zu sein wie bei den anderen Paraffinen. Dafür sprechen der höhere Ionisationsstrom und die höhere Ausbeute an Methylradikalen. Schuler und Kuntz (22) fanden für je 100 eV absorbierter Energie bei 2.2.4-Trimethylpentan 0,67 Methylradikale, bei n-Octan 0,04; n-Hexan 0,08; n-Heptan 0,05 und bei Cyclohexan 0,004.

T a b e l l e 2

Eigenschaften der Flüssigkeiten

	n-Hexan	n-Heptan	2.2.4-Trimethylpentan	Cyclohexan
Dichte (20° C) g/cm^3	0,661	0,684	0,692	0,778
Siedepunkt	68°	98°	99°	80°
Bezeichnung*	Hexan normal für Chromatographie	n-Heptan für Spektroskopie	Isooctan für UV-Spektroskopie	Cyclohexan für Chromatographie

Alle Flüssigkeiten wurden 48 Stunden lang in einem

*Hersteller aller Flüssigkeiten E. Merck A.G. Darmstadt

elektrischen Feld von etwa 8 kV/cm elektrisch gereinigt. Da jedoch der Verdacht auftrat, daß die Eigenleitfähigkeit der Flüssigkeiten und der aus den Stromspannungskurven berechnete Sättigungsstrom stark vom Reinheitsgrad abhängig waren, wurde 2.2.4-Trimethylpentan zusätzlich mit CaCl getrocknet, sorgfältig destilliert und die Eigenleitfähigkeit bei verschiedenen Reinheitsgraden gemessen. Das Ergebnis, das in Tabelle 3 zusammengestellt ist, zeigt

Tabelle 3

Eigenleitfähigkeit der Flüssigkeiten in 10^{-15} (cm)$^{-1}$ bei etwa 20 kV/cm

	elektrisch gereinigt	destilliert und elektrisch gereinigt	getrocknet, destilliert und elektrisch gereinigt.
2.2.4-Trimethylpentan	13,2 ± 2,7	9,8 ± 1,4	4,5 ± 0,7
Cyclohexan	-	-	7,1 ± 0,9
n-Hexan	-	-	5,1 ± 1,6
n-Heptan	-	-	5,1 ± 1,6

daß tatsächlich die Eigenleitfähigkeit stark vom Reinigungsgrad abhängig ist.

Die Messungen

Vor dem Einfüllen einer Flüssigkeit wurden der Flüssigkeitsbehälter und die obere Aluminiumplatte gründlich mit Alkohol gereinigt und getrocknet. Anschließend wurden sie mit der Flüssigkeit gespült, die untersucht werden sollte.

Die Stromspannungskurven wurden bei der konstanten Röntgenröhrenspannung von 145 kV (15mA) für verschiedene Plattenabstände aufgenommen. Außerdem wurde noch die Stromspannungskurve ohne Bestrahlung gemessen und der auf Grund der Eigenleitfähigkeit fliessende Strom von dem gemessenen Ionisationsstrom abgezogen. Ein Beispiel zeigt Abb. 2. Dabei stellte sich heraus, daß die vorgenommene Reinigung der an

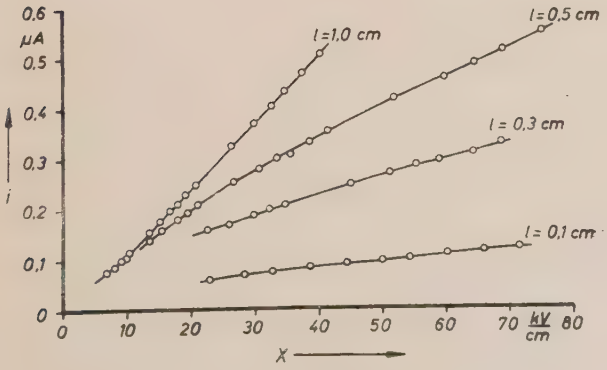

Abb. 2
Ionisationsstromspannungskurven für 2.2.4-Trimethylpentan getrocknet, destilliert und elektrisch gereinigt bei verschiedenen Plattenabständen l.

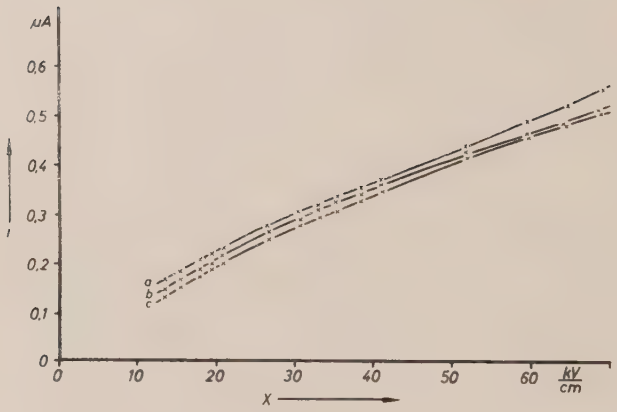

Abb. 3
Ionisationsstromspannungskurven für 2.2.4-Trimethylpentan bei 0,5 cm Plattenabstand und verschiedenen Reinheitsgraden: a elektrisch gereinigt, b destilliert und elektrisch gereinigt, c getrocknet, destilliert und elektrisch gereinigt.

sich schon recht reinen Flüssigkeiten, wie bereits gesagt, noch eine Verminderung der Eigenleitfähigkeit brachte, wie in Tabelle 3 beim 2.2.4-Trimethylpentan zu erkennen ist. Nur 2.2.4-Trimehtylpentan wurde in drei Reinheitsgraden untersucht, um festzustellen, ob ein Einfluß der Reinigung auf den Ionisationsstrom und damit auf dem Energieaufwand pro Ionenpaar W vorhanden ist. Da dies nur in geringem Maße der Fall war, und die Extrapolation auf Leitfähigkeit 0 für W einen Wert brachte, der innerhalb der Fehlergrenzen mit den anderen Werten übereinstimmt, wie aus Tabelle 4 hervorgeht, wurden die übrigen drei Flüssigkeiten n-Hexan, n-Heptan und Cyclohexan, destilliert, getrocknet und elektrisch gereinigt, untersucht.

Es wurde bei Plattenabständen von 0,1 cm, 0,3 cm, 0,5 cm und 1,0 cm gemessen. Die Kammerspannung wurde bei 0,1 cm Plattenabstand zwischen 2 kV und 8 kV, bei 0,3 cm zwischen 7 kV und 25 kV und bei 0,5 cm und 1,0 cm Plattenabstand zwischen 7 kV und 40 kV variiert.

Die im Meßvolumen absorbierte Energie wurde mit einem Frickedosimeter ermittelt (Palmer u. Mitarb. (23), Shalek u. Mitarb. (24)). Aus der in der Dosimeterflüssigkeit absorbierten Energie E_D wurde nach der Formel

$$E_F = E_D \frac{2 - e^{-\mu_{aF} x} - e^{-\sigma_{sF} x} - e^{-\mu_{aF} \cdot d} + e^{-\sigma_{sF} x - \mu_{aF} d}}{2 - e^{-\mu_{aD} x} - e^{-\sigma_{sD} x} - e^{-\mu_{aD} d} + e^{-\sigma_{sD} x - \mu_{aD} d}}$$

die in der Flüssigkeit, die untersucht werden sollte, absorbierte Energie E_F berechnet. Die Indices D und F beziehen sich auf die Dosimeterflüssigkeit und die Kohlenwasserstoffflüssigkeit, μ_a und σ_s sind die über das Spektrum der Röntgenröhre gemittelte Absorptions- und Streukoeffizienten. Beide Werte wurden an Hand der Tabellen von White-Grodstein (25) und Mc Ginnies (26) berechnet. x ist der mittlere Weg der Röntgenquanten und d der der Comptonstreuquanten. Die Formel stellt nur eine Näherung dar. Der exakte Ausdruck für die absorbierte Energie ist ein Integral, das rechnerisch nicht mehr einfach auswertbar ist.

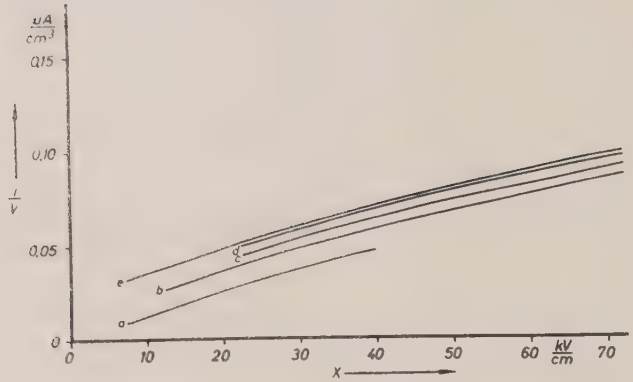

Abb. 4
Ionisationsstrom pro Volumen $\frac{i}{V}$ aufgetragen über der Feldstärke X für 2.2.4-Trimethylpentan, gemessen. Für a Plattenabstand 1,0 cm, b Plattenabstand 0,5 cm, c Plattenabstand 0,3 cm, d Plattenabstand 0,1 cm, e aus den Messwerten berechnete Kurve für Plattenabstand 0 cm. Meßpunkte siehe Abb. 5

Ergebnisse

In der Abb. 2 sind die Strom-Spannungs-Kurven von 2.2.4-Trimethylpentan bei verschiedenen Plattenabständen zu sehen. Ähnlich wie bei 2.2.4-Trimethylpentan sieht es bei n-Hexan, n-Heptan und Cyclohexan aus. Abb. 3 zeigt den Einfluß der Reinigung auf den Ionisationsstrom. Die Kurven weisen nur eine leichte Krümmung auf. Der exponentielle Anstieg, den Blanc und Mitarbeiter (5,8) bei einer Feldstärke von 20 kV/cm beobachtet und mit "Ionenmultiplikation" bezeichnet haben, konnte nicht festgestellt werden.

Wird das Meßergebnis als Ionisationsstrom pro Meßvolumen $\frac{i}{V}$ über der Feldstärke X aufgetragen, so ergibt sich zunächst nicht eine Kurve für alle Meßpunkte, wie es sein sollte, wenn die Ionen ungestört zu den Elektroden gelangen, sondern für jeden Plattenabstand eine Kurve. Der Strom pro Volumen $\frac{i}{V}$ ist für den größten Plattenabstand am kleinsten, wie es aus Abb. 4 für 2.2.4-Trimethylpentan zu erkennen ist. Dies Ergebnis spricht für Verluste durch Rekombination, denn je weiter der Weg eines Ions bis zur Elektrode ist, um so mehr Möglichkeiten hat es zu rekombinieren. Es wurde daher folgender Ansatz für den Ionisationsstrom gemacht: $i = B(X) \cdot V - A \cdot V^2$ oder $\frac{i}{V} = B(X) - A \cdot V$. B(X) ist dabei der Strom in Abhängigkeit von der Feldstärke X, und A ist eine Konstante. Aus den Meßkurven bei den vier verschiedenen Plattenabständen konnte nun A und damit B(X) berechnet werden. In Abb. 4 ist diese berechnete oder auf Volumen $V = 0$ und damit Plattenabstand $l = 0$ extrapolierte Kurve $\frac{i}{V} = B(X)$ ebenfalls mit eingetragen. Die Abb. 5 bis 8 zeigen für die vier verschiedenen Flüssigkeiten, daß die Meßpunkte gut auf dieser Kurve liegen.

Der berechnete Ionisationsstrom pro Volumen $\frac{i}{V}$ wurden nach der Theorie von Jaffé (7) in eine Darstellung von $\frac{V}{I}$ über f(z) umgezeichnet. Dabei wurde aus entsprechenden Spannungswerten z berechnet. Dafür wurde aus den Darstellungen Zahnstras (10) das f(z) entnommen. Die Abb. 9 bis 12 zeigen diese Darstellungsart. Es ist zu sehen, daß in allen Fällen für hohe Feld-

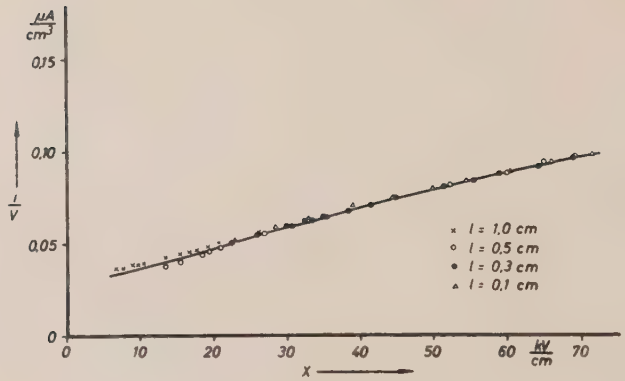

Abb. 5
Durch Extrapolation auf Plattenabstand 0 erhaltener Ionisationsstrom pro Volumen $\frac{i}{V}$ aufgetragen über der Feldstärke X für 2.2.4-Trimethylpentan. Die Punkte sind aus Messungen bei verschiedenen Plattenabständen l gewonnen worden.

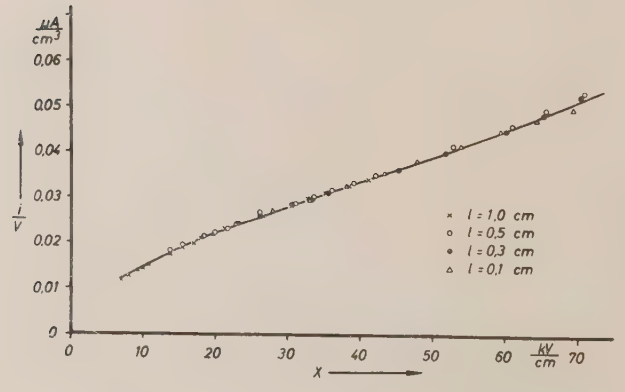

Abb. 6
Durch Extrapolation auf Plattenabstand 0 erhaltener Ionisationsstrom pro Volumen $\frac{i}{V}$ aufgetragen über der Feldstärke X für n-Hexan. Die Punkte sind aus Messungen bei verschiedenen Plattenabständen l gewonnen worden.

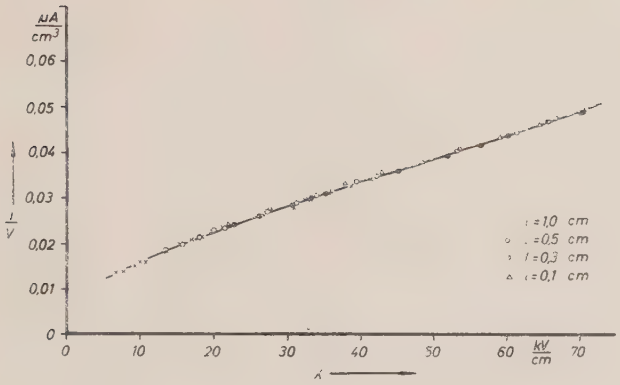

Abb. 7
Durch Extrapolation auf Plattenabstand 0 erhaltener Ionisationsstrom pro Volumen $\frac{I}{V}$ aufgetragen über der Feldstärke X für n-Heptan. Die Punkte sind aus Messungen bei verschiedenen Plattenabständen l gewonnen worden.

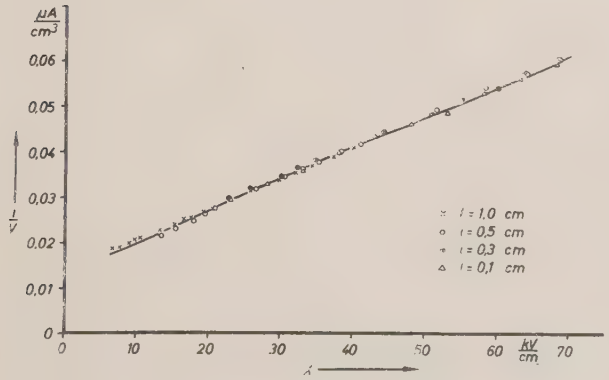

Abb. 8
Durch Extrapolation auf Plattenabstand 0 erhaltener Ionisationsstrom pro Volumen $\frac{I}{V}$ aufgetragen über der Feldstärke X für Cyclohexan. Die Punkte sind aus Messungen bei verschiedenen Plattenabständen l gewonnen worden.

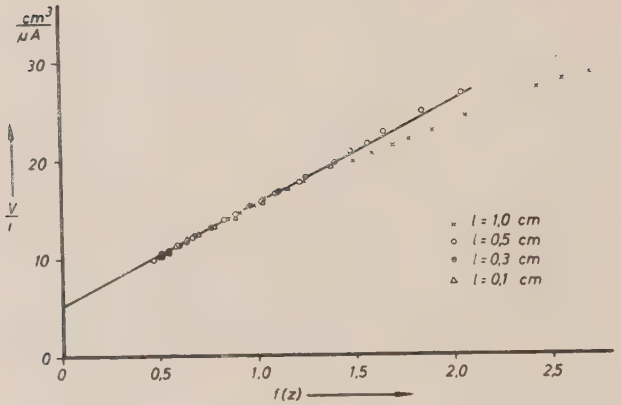

Abb. 9
$\frac{V}{l}$ über f(z) nach der Theorie von Jaffé für 2.2.4-Trimethylpentan.

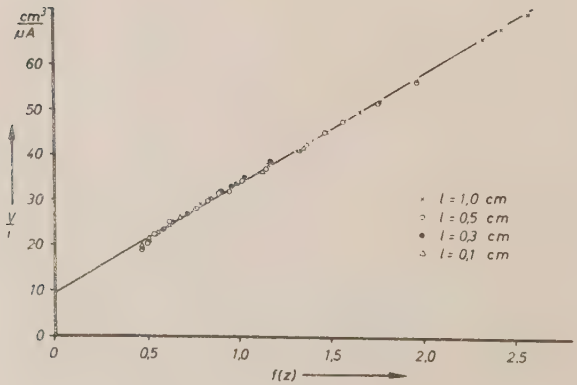

Abb. 10
$\frac{V}{I}$ über f(z) nach der Theorie von Jaffé für n-Hexan

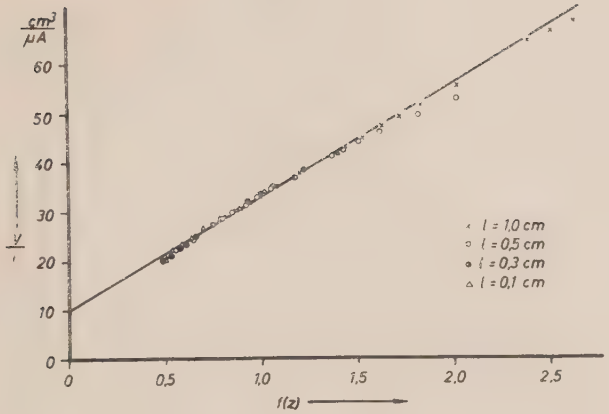

Abb. 11
$\frac{V}{I}$ über f(z) nach der Theorie von Jaffé für n-Heptan

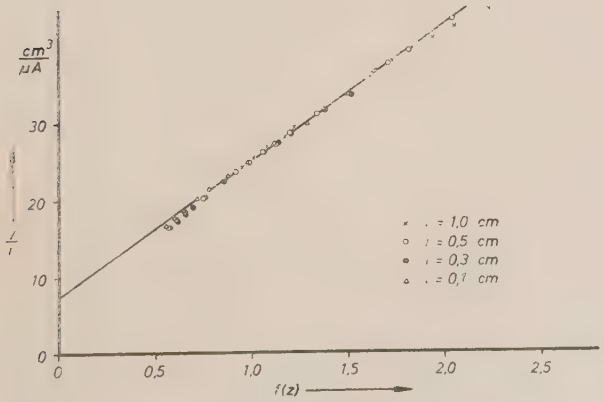

Abb. 12
$\frac{V}{I}$ über f(z) nach der Theorie von Jaffé für Cyclohexan.

stärken, d.h. für kleines f(z), die Kurven Geraden sind. Aus diesen Geraden wurde dann rechnerisch der $\frac{V}{I}$ Wert für f(z) = o ermittelt, der nach Jaffé den Kehrwert des Sättigungsstromes darstellt. Zur Berechnung der Geraden wurden nur Punkte zwischen f(z) = 0,5 und f(z) = 1,5 herangezogen. Das entspricht einem Feldstärkebereich von 20 kV/cm bis 60 kV/cm. Die Abweichung von der Linearität ist für f(z) kleiner als 0,5 und die Feldstärke größer als 60 kV/cm durch den Beginn der Ionenmultiplikation zu erklären. Aus den so bestimmten Sättigungsstrom und der absorbierten Energie wurde dann der Energieaufwand pro Ionenpaar W berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 zusammengestellt. Um zu prüfen, ob eine Abhängigkeit der W-Werte von der absorbierten Energie besteht, wurden an 2.2.4-Trimethylpentan noch Messungen mit geringerer Energie gemacht. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen jedoch alle W-Werte für 2.2.4-Trimethylpentan überein. Aus diesen Ergebnissen kann auch geschlossen werden, daß Raumladungen in der Ionisationskammer nicht entstehen.

Diskussion

Die hier bestimmten W-Werte für $b_{Luft} = 0{,}95 \cdot 10^{-3}$ cm bestätigen die bei Fertigstellung dieses Manuskriptes publizierten Ergebnisse von Ullmaier (27). Er erhielt für n-Hexan W = 103 eV, für n-Heptan W = 105 eV, 2.2.4-Trimethylpentan W = 66 eV und Cyclohexan W = 100 eV. Die Abweichung zu höheren Energien bei 2.2.4-Trimethylpentan und Cyclohexan kann daher kommen, daß eine Ex-

Tabelle 4

Ergebnisse der Messungen

Flüssigkeit und Reinheitsgrad	absorbierte Energie	$b_{Luft} = 0{,}95 \cdot 10^{-3}$ cm				$b_{Luft} = 4{,}75 \cdot 10^{-3}$ cm			
		b	$\frac{V}{i_s}$	$\frac{i_s}{V}$	W	b	$\frac{V}{i_s}$	$\frac{i_s}{V}$	W
	$\frac{10^8 \text{ MeV}}{\text{cm}^3 \text{ sec}}$	10^{-6}cm	$10^6 A^{-1} cm^3$	$10^{-6} A\ cm^{-3}$	$\frac{eV}{\text{Ionenpaar}}$	10^{-6}cm	$10^6 A^{-1} cm^3$	$10^{-6} A\ cm^{-3}$	$\frac{eV}{\text{Ionenpaar}}$
2.2.4-Trimethylpentan elektrisch gereinigt	0,67±10%	1,77	5,00±0,7%	0,200±0,7%	54 ± 10 %	8,86	6,03±0,9%	0,166±0,9%	64 ± 10 %
destilliert und elektrisch gereinigt	0,67±10%	1,77	5,11±0,8%	0,196±0,8%	55 ± 10 %	8,86	6,37±0,8%	0,157±0,8%	68 ± 10 %
getrocknet, destilliert und elektrisch gereinigt	0,67±10%	1,77	5,22±0,2%	0,192±0,2%	56 ± 10 %	8,86	6,73±1,0%	0,149±1,0%	72 ± 10 %
extrapoliert auf Leitfähigkeit 0	0,67±10%	1,77	5,31	0,188	57 ± 10 %	8,86	7,03	0,139	76 ± 10 %
getrocknet, destilliert u. elektrisch gereinigt	0,26±10%	1,77	13,8 ±5 %	0,0727±5 %	57 ± 11 %	-	-	-	-
getrocknet, destilliert und elektrisch gereinigt	0,066±11%	1,77	52,0 ±0,9%	0,0196±0,9%	54 ± 11 %	-	-	-	-
getrocknet, destilliert und elektrisch gereinigt	0,013±10%	1,77	243 ± 3 %	0,00413±3 %	52 ± 10 %	-	-	-	-
Cyclohexan getrocknet, destilliert und elektrisch gereinigt	0,70±10%	1,58	7,45±0,8%	0,134±0,8%	83 ± 10 %	7,88	8,53±0,6%	0,117±0,6%	96 ± 10 %
n-Hexan getrocknet, destilliert und elektrisch gereinigt	0,67±10%	1,85	9,52±0,9%	0,105±0,9%	102 ± 10 %	9,27	11,5 ±2,1%	0,087±2,1%	124± 10 %
n-Heptan getrocknet, destilliert und elektrisch gereinigt	0,68±10%	1,79	9,73±0,8%	0,103±0,8%	106 ± 10 %	8,96	13,0 ±1,4%	0,077±1,4%	142± 10 %

trapolation des Sättigungsstromes über $\frac{1}{\chi}$, die Ullmaier angewandt hat, zu kleineren Sättigungsströmen führt als eine Extrapolation über f(z). Bei Anwendung der Jaffé'schen Theorie ist die Auftragung über $\frac{1}{\chi}$, wie Tabelle 1 zeigt, nicht statthaft.

Die hohen W-Werte können durch die Rekombination zwischen zusammengehörigen Ionen, die bevorzugte Rekombination, erklärt werden. Adamczewski (1) vermutete, daß bei Bestrahlung dielektrischer Flüssigkeiten mit γ- oder Röntgenstrahlen die Abnahme der Anzahl der Ladungsträger nur zum kleineren Teil durch Volumenrekombination erklärt werden könnte, und zwar auch dann, wenn die Sättigungsfeldstärke schon erreicht oder überschritten ist. Bei reiner Volumenrekombination müßte nach Adamczewski (1) schon mit 500 V/cm Sättigung eintreten. Nach Ebert und Mitarbeiter (28) und Lenkeit und Mitarbeiter (29) scheint die bevorzugte Rekombination etwa 75 % der gesamten Rekombination auszumachen.

Es erscheint daher, gerade im Vergleich mit den Gasen, wenig sinnvoll, W-Werte in Flüssigkeiten zu messen, da selbst bei den höchsten Feldstärken Verluste durch Rekombination nicht auszuschließen sind. Es ist daher hier auch nicht zu entscheiden, welcher Wert für den Parameter b zu setzen ist. Fest steht nur, daß mit wachsendem b auch der Einfluß der bevorzugten Rekombination zunimmt.

Zusammenfassung

In einer Parallelplattenionisationskammer wurde der Ionisationsstrom in dielektrischen Flüssigkeiten bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlen gemessen. Da es selbst bei den höchsten Kammerfeldstärken nicht möglich war, den Sättigungsstrom zu erreichen, wurde dieser mit Hilfe der Jaffé'schen Theorie ermittelt. Die in den Flüssigkeiten absorbierten Energien wurden mit einem Frickedosimeter bestimmt. Die Berechnung der Energie pro Ionenpaar W aus diesen Sättigungsströmen und den absorbierten Energien führte zu W-Werten, die wesentlich größer waren als die W-Werte entsprechender Gase. Vermutlich wurden diese hohen W-Werte durch den Einfluß der bevorzugten Rekombination verursacht.

Literaturverzeichnis

1. Adamczewski, I.: Acta Phys. Pol. 8, 45 (1939)
2. Gerritsen, A.N.: Physica 14, 381 (1948)
3. Richards, E.W.T.: Proc. Phys. Soc. 66A, 631 (1953)
4. Gibaud, R.: Journal Phys. Rad. 19, 17S (1958)
5. Blanc, D., J. Mathieu u. J. Boyer: Nuovo Cimento 19, 929 (1961)
6. Gerritsen, A.N., u. J. Koolhaas: Physica 10, 49 (1943)
7. Jaffé, G.: Annalen der Phys. (4) 25, 257 (1908), (4) 42, 303 (1913), (5) 1, 977 (1929)
8. Blanc, D., G. Giron, J. Mathieu, M. Pousan u. Th. Pujol: C.R. Acad. Sci. (Paris) 249, 2596 (1959)
9. Langevin, P.: Annalen Chim. Phys. VII 28, 433 (1903)
10. Zahnstra, H.: Physica 2, 817 (1935)
11. Ishiwari, R., S. Gamashita, K. Yuasa u. K. Mizake: J. Phys. Soc. Japan 11, 337 (1956)
12. Scott, P.B., u. J.R. Greening: Phys. Med. Biol. 8, 51 (1963)
13. Ebert, H.G., J. Booz u. R. Koepp: im Druck
14. Mohler, F.L., u. L.S. Taylor: J. Res. Nat. Bur. St. 13, 695 (1934)
15. Adamczewski, I.: Acta Phys. Pol. 3, 235 (1934)
16. Le Blanc Jr., Oliver H.: J. Chem. Phys. 30, 1443 (1959)
17. Beck, D. u. O. Osberghaus: Z.f.Phys. 160, 406 (1960)
18. Freeman, E.R.: J. Chem. Phys. 33, 71 (1960)
19. Dyne, P.I., u. J.A. Stone: Can.J.Chem. 39, 2381 (1961)
20. Knight, J.A., R.L. Mc Daniel, R.C. Palmer u. F. Sicilio: J. Phys. Chem. 65, 2109 (1961)
21. Knight, J.A., R.L. Mc Daniel, u. F. Sicilio: J. Phys. Chem. 67, 921 (1963)

22. Schuler, R.H., u. R.R. Kuntz: J. Phys. Chem. 67, 1004 (1963)

23. Palmer, R.C., R.W. Carter u. D.C. Bardwell: Intern. J.appl. Rad. Isot. 9, 60 (1960)

24. Shalek, R.J., W.K. Sinclair. u. J.C. Calkins: Rad. Res. 16, 344 (1962)

25. White-Grodstein, G.: X-ray Attenuation Coefficients from 10 keV to 100 MeV. Nat. Bur. Stand. Circular Nr. 583 (1957)

26. Mc Ginnies, R.T.: X-ray Attenuation Coefficients from 10 keV to 100 MeV. Suppl. to NBS Circular Nr. 583 (1959)

27. Ullmaier, W.: Z. Phys. 178, 44 (1964)

28. Ebert, H.G., J. Booz u. S. Lenkeit: im Druck

29. Lenkeit, S., H.G. Ebert u. J. Booz: Rekombination von Ionen in flüssigen Kohlenwasserstoffen, Frühjahrstagung NWD Phys. Ges., Bad Pyrmont April 1964.

L e b e n s l a u f

Am 22. Oktober 1933 wurde ich, Siegfried Karl Leopold Lenkeit, in Berlin als Sohn des damaligen Privatdozenten Dr. Walter Lenkeit und seiner Ehefrau Minna geb. Hasenbein geboren.

1936 folgte mein Vater einem Ruf auf einen Lehrstuhl an der Universität Göttingen. Hier besuchte ich von Ostern 1940 bis Herbst 1944 die Volksschule und vom Herbst 1944 bis Ostern 1954 das Max-Planck-Gymnasium, an dem ich am 1. März 1954 mein Reifezeugnis erhielt.

Mein Physikstudium begann ich im Sommersemester 1954 in Göttingen. Zu Beginn des Wintersemesters 1956/57 legte ich hier mein Diplomvorexamen ab. Im Herbst 1957 erhielt ich im II. Physikalischen Institut der Georg-August-Universität einen Arbeitsplatz, wo ich meine Diplomarbeit anfertigte. Am Ende des Sommersemesters 1960 legte ich meine Diplomhauptprüfung ab.

Am 6. Juli 1963 heiratete ich die Mittelschullehrerin Barbara Blank.

Seit Herbst 1960 bin ich im Institut für Medizinische Physik und Biophysik tätig und mit der Anfertigung vorliegender Dissertation beschäftigt gewesen.

Xerografie-Druck
Chemoprint OHG
Gießen